ЖЭТФ, 1997, том 111, вып. 6, стр. 2158–2174

ПИННИНГ НА ГРАНИЦАХ ДВОЙНИКОВАНИЯ И ПИК-ЭФФЕКТ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ YBCO

И. Ф. Волошин, А. В. Калинов*, К. И. Кугель**, А. Л. Рахманов**, Л. М. Фишер**

* *Государственный научный центр «Всероссийский электротехнический институт»*
111250, Москва, Россия
** *НИЦ Прикладных проблем электродинамики Российской академии наук*
127412, Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 октября 1996 г.

Представлены результаты измерений мнимой части динамической магнитной восприимчивости в монокристаллах и плавленых образцах $YBa_2Cu_3O_x$ (YBCO) при $T = 77$ K в диапазоне магнитных полей 1–20 кЭ. Показано, что при вращении постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_{dc}$ в кристаллографической плоскости **ab** образца угловые зависимости магнитной восприимчивости и критической плотности тока j_c имеют пики при ориентации поля вдоль плоскостей двойникования. В окрестности этих пиков наблюдается пик-эффект в магнитополевой зависимости j_c, при этом в широкой области полей $j_c \propto \sqrt{H_{dc}}$. Полученные результаты интерпретированы в рамках теории, в которой двойники рассматриваются как система квазипланарных центров пиннинга. Сильный пиннинг возникает, если упругие смещения вихрей становятся порядка параметра вихревой решетки d_f. С ростом магнитного поля эти смещения убывают, так как убывает d_f, соответственно снижается вклад упругой энергии в потенциал Гиббса, что и является причиной пик-эффекта.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в смешанном состоянии имеют ряд специфических особенностей [1]. Так, во многих ВТСП-материалах наблюдается сильная анизотропия критической плотности тока j_c, связанная не только с направлением вектора транспортного тока **j**, но и с направлением внешнего магнитного поля **H**, т. е. при одном и том же направлении **j** величина j_c сильно зависит от направления **H**, и эта анизотропия не всегда напрямую связана с кристаллической симметрией образца. Другой интересующей нас здесь особенностью ВТСП является часто наблюдающаяся немонотонная зависимость $j_c(H)$ с характерным пик-эффектом в области полей $H \ll H_{c2}$, где H_{c2} — верхнее критическое поле.

Кристаллическая структура YBCO такова, что даже весьма высококачественные монокристаллы содержат довольно большое число границ двойникования, ориентированных параллельно кристаллографической плоскости [110] (т. е. вдоль оси **c** под углом 45° к осям **a** и **b**). Поэтому изучению влияния двойников на свойства ВТСП в смешанном состоянии посвящены многие экспериментальные и теоретические работы [2–16]. Однако до сих пор не ясен вклад границ двойникования в такие макроскопические характеристики сверхпроводника, как j_c. Отчасти трудности связаны с проблемой изготовления монокристаллов без двойников. Как правило, сначала изготавливается обычный кристалл, а затем границы двойникования устраняются с помощью специальной обработки (см., например, [17]). При этом остается неясным, исчезают ли вместе с двойником локализовавшиеся в его окрестности дефекты. Остается открытым вопрос, являются ли границы двойникования сильными центрами пиннинга, препятствующими движению магнитного потока в образце, или, наоборот, слабыми связями, которые служат каналами для входа вихрей в образец. Данные, полученные разными методами, противоречат друг другу. Так, магнитооптические (по эффекту Фарадея) [4, 5], магнитомеханические [6] измерения и измерения магнитного момента [7] показывают, что границы двойникования являются эффективными центрами пиннинга, если магнитное поле ориентировано в плоскости двойникования. В то же время подобные измерения, выполненные в других работах (измерения по эффекту Фарадея [8] и магнитному моменту [9, 10]), приводят авторов к противоположному выводу. Столь же противоречивы данные разных групп о связи границ двойникования с появлением пик-эффекта в ВТСП (возьмем для сравнения данные работы [11], где такая связь отмечается, и [12], в которой связи между границами двойникования и пик-эффектом не обнаружено).

Расхождения в результатах различных авторов могут быть, по нашему мнению, связаны со следующими причинами. Во-первых, в зависимости от свойств образца и величины магнитного поля двойник может быть и центром пиннинга, и каналом для проникновения вихрей. Во-вторых, во многих экспериментах, посвященных изучению влияния границ двойникования на свойства ВТСП, для исследования анизотропии критического тока изменяется угол между постоянной компонентой внешнего поля $\mathbf{H}_{dc}$ и осью $\mathbf{c}$ [7, 9, 10, 12]. Для такой геометрии эксперимента большой вклад от кристаллографической анизотропии вдоль оси $\mathbf{c}$ и в плоскости $\mathbf{ab}$ [11] (а также большой размагничивающий фактор самого образца, размер которого вдоль оси $\mathbf{c}$ обычно много меньше размеров вдоль $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$) может маскировать анизотропию, связанную с наличием собственно границ двойникования.

В этой статье мы представляем результаты, которые демонстрируют сильную анизотропию критического тока в случае, когда $\mathbf{H}_{dc}$ вращается в плоскости $\mathbf{ab}$, а угол между осью $\mathbf{c}$ и вектором постоянного поля удерживается постоянным и равным 90°. Для ряда образцов проведены измерения критической плотности тока при изменении угла между осью $\mathbf{c}$ и $\mathbf{H}_{dc}$. В эксперименте измерялась низкочастотная динамическая магнитная восприимчивость образцов, а критическая плотность тока рассчитывалась из данных измерений с помощью модели критического состояния (методика эксперимента и расчета описаны в работе [18]).

Теоретические работы, посвященные изучению пиннинга на двойниках можно разделить на две группы. В первой исследуется величина элементарной силы пиннинга, связанной с наличием границ двойникования [13]. Во второй группе работ исследован захват границами двойникования наклонных вихрей (так называемый *lock-in*-переход) [14, 15]. В этих работах фактически изучается пиннинг отдельных вихрей и лишь бегло обсуждается роль межвихревого взаимодействия. Несколько особняком здесь стоит работа [16], в которой двойник рассматривается как скопление точечных дефектов, а расчет критического тока проведен для случая магнитного поля, параллельного двойникам.

В нашей работе использован теоретический подход, несколько отличный от предложенных ранее. Мы учитываем одновременно сдвиговую и изгибную деформации вихревой решетки и пиннинг вихрей на границах двойникования. Теория предсказывает наличие пик-эффекта на кривой $j_c(H_{dc})$ для пиннинга на двойниках при малых углах между границами двойникования и магнитным полем. В широком диапазоне параметров $j_c \propto \sqrt{H_{dc}}$, что хорошо согласуется с результатами наших измерений.

В разд. 2 приведены характеристики образцов, на которых проводились измерения. Методика измерений и расчета критической плотности тока кратко описана в разд. 3. Там же описаны результаты эксперимента. В разд. 4 изложена теоретическая часть работы. Результаты обсуждаются в разд. 5.

2. ОБРАЗЦЫ

Измерения проводились на монокристаллах, а также на плавленых образцах с высокой степенью текстуры. Для первой серии измерений использовались три монокристалла $YBa_2Cu_3O_x$ размерами $2.4\times1.2\times0.06$ мм^3, $1.4\times0.8\times0.04$ мм^3 и $1.1\times0.6\times0.04$ мм^3. Далее мы будем называть эти образцы соответственно Y1, Y2 и Y6. Температура начала сверхпроводящего перехода T_{c0}, которая определялась по изменению действительной части магнитной восприимчивости, равна 91.3 K для Y1 и 91.5 K для Y2 и Y6. Отметим, что определенная таким образом величина T_{c0} примерно на 1 K ниже, чем полученная четырехконтактным методом. Ширина перехода ΔT_c, определенная стандартным для магнитных измерений образом как разница между T_{c0} и температурой пика мнимой части магнитной восприимчивости, была равна примерно 0.3 K для всех образцов. Столь малая ширина перехода свидетельствует о достаточно высоком качестве использованных кристаллов.

Исследованные монокристаллы характеризовались качественно различной структурой расположения двойников. Обычно монокристаллы YBCO состоят из малых областей (доменов), внутри которых границы двойникования параллельны друг другу [4, 19]. Ориентация границ двойникования в соседних доменах взаимно ортогональна (направления [110] и [1$\bar{1}$0]). Двойниковая структура наших образцов была отчетливо видна в обычный оптический микроскоп: при определенных углах падения света видны параллельные линии, составляющие с гранями образца угол около 45°. Образец Y1 содержал примерно равное количество доменов с различной ориентацией границ двойникования, тогда как образцы Y2 и Y6 представляли собой практически монодоменные блоки, в которых доля объема, содержащая ортогональные двойниковые плоскости не превышала 5%. Плотность границ двойникования определялась с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Характерное расстояние между двойниками составляло около 0.5 мкм.

Плавленый текстурированный образец Sp1 был вырезан из массивной заготовки $YBa_2Cu_3O_x$ (диаметр 8 мм, длина 3 см) и имел размеры $6\times2.3\times0.55$ мм^3. Плоскость **ab** была параллельна большей поверхности образца. Образец тестировался на наличие в нем слабых связей с помощью измерения зависимости динамической магнитной восприимчивости от амплитуды переменного магнитного поля при $H_{dc}=0$. Измерения показали, что в образце Sp1 отсутствует заметное количество слабых связей.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. Методика и результаты измерений восприимчивости

Исследования проводились бесконтактным методом с помощью измерения низкочастотной магнитной восприимчивости $\chi=\chi'+i\chi''$ индуктивным методом. Восприи-

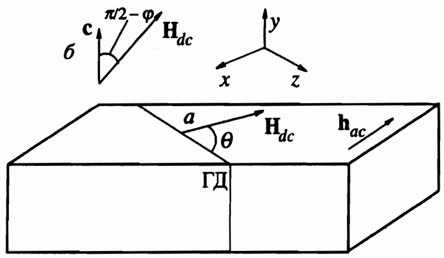

Рис. 1. Геометрия эксперимента: *а* — вращение постоянного магнитного поля в плоскости **ab**; *б* — вращение поля от плоскости **ab** к оси **c** (ГД — граница двойникования)

имчивость χ может быть определена из общего выражения для намагниченности M образца в переменном магнитном поле $h = h_0 \cos\omega t$:

$$M(t) = h_0 \sum_{n=1}^{\infty} \mathrm{Re}(\chi_n e^{in\omega t}) = h_0 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\chi_n' \cos(n\omega t) + \chi_n'' \sin(n\omega t)\right]. \tag{1}$$

Везде далее под величинами χ' и χ'' мы будем понимать соответственно χ_1' и χ_1'' (фундаментальные компоненты динамической магнитной восприимчивости).

Технические детали данной методики подробно описаны в работе [18]. Все измерения проведены при температуре жидкого азота $T = 77$ К. Геометрия наших измерений показана схематически на рис. 1. Образец, имеющий форму пластины, помещался в центральную часть соленоида, генерирующего переменное магнитное поле $h = h_0 \cos\omega t$ с частотой $\omega/2\pi = 130$ Гц. Неоднородность переменного магнитного поля не превышала 0.5% в пределах образца. Направление поля было параллельно поверхности пластины с точностью около 1–2°. Измерительная катушка наматывалась на среднюю часть образца как можно плотнее к его поверхности, чтобы минимизировать величину переменного магнитного потока в объеме между образцом и катушкой. Паразитный магнитный поток в этом зазоре, не связанный с переменным магнитным потоком собственно в образце, компенсировался с помощью дополнительной системы аксиальных катушек с изменяемым коэффициентом взаимной индукции. Одна из катушек была включена последовательно с возбуждающим соленоидом, а вторая — последовательно с приемной катушкой. Помимо компенсации паразитного магнитного потока такая схема позволяла минимизировать сигнал, соответствующий χ', и оставлять без изменений сдвинутый по фазе на $\pi/2$ сигнал, связанный с χ'' (именно этот сигнал используется для последующего расчета j_c), что дало возможность существенно уменьшить ошибку измерений, связанную с погрешностью фазового детектирования.

Образец вместе с приемной катушкой и соленоидом, генерирующим переменное поле, помещался в постоянное магнитное поле H_{dc} электромагнита. Однородность поля в зоне измерений составляла около 0.1%. Конструкция электромагнита давала возможность вращать его независимо вокруг трех ортогональных осей. Угол поворота вокруг вертикальной оси составлял 360°. Вращение магнита вокруг горизонтальных осей давало возможность с высокой точностью (около 1/6°) ориентировать постоянное магнитное поле в кристаллографической плоскости **ab** образца.

Образец ориентировался в постоянном магнитном поле следующим образом. Сначала образец устанавливался в электромагните так, чтобы его плоскость **ab** приблизительно находилась в горизонтальной плоскости (грубая ориентировка). Для тонкой регулировки мы использовали тот факт, что магнитная восприимчивость и критический

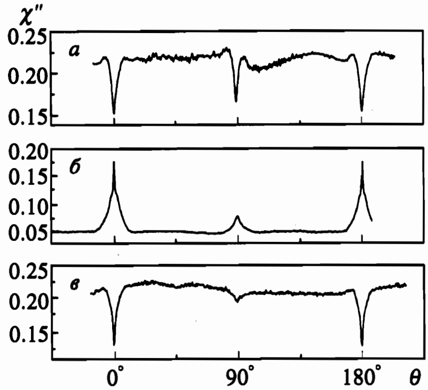

Рис. 2. Типичные зависимости $\chi''(\theta)$: *а* — образец Y1, $H_{dc} = 12$ кЭ, $h_0 = 150$ Э; *б* — образец Y2, $H_{dc} = 8$ кЭ, $h_0 = 400$ Э; *в* — образец Y6, $H_{dc} = 2$ кЭ, $h_0 = 10$ Э

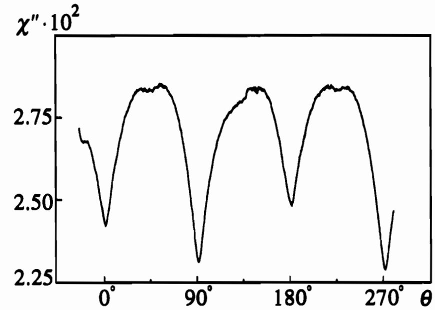

Рис. 3. Зависимость восприимчивости χ'' от угла θ между постоянным магнитным полем и границами двойникования при $H_{dc} = 10$ кЭ и $T = 77$ К для текстурированного образца Sp1

ток j_c имеют резкие пики при $\mathbf{H}_{dc} \parallel \mathbf{ab}$ (см. [11, 20], а также ниже, рис. 4). Это соответствует резкому максимуму сигнала в регистрирующей катушке, и тонкая регулировка проводилась путем вращения магнита (и создаваемого им магнитного поля $H_{dc} \sim 10$ кЭ) на малые углы вокруг горизонтальных осей так, чтобы соответствующий сигнал достигал максимума. Точность ориентировки ограничивалась точностью поворота механического подвеса магнита и составляла примерно $1/6°$.

Для измерения зависимости $\chi''(\theta)$, где θ угол между $\mathbf{H}_{dc}$ и границей двойникования, мы вращали электромагнит так, что угол θ изменялся непрерывно от 0 до 360°. При этом сохранение параллельности между $\mathbf{H}_{dc}$ и плоскостью **ab** обеспечивалось с точностью не хуже $1/6°$. Типичные зависимости $\chi''(\theta)$ при различных H_{dc} и h_0 показаны на рис. 2 для образцов Y1, Y2 и Y6. Из рисунка видно, что зависимость $\chi''(\theta)$ имеет четко выраженные пики при $\theta = 0$, 90 и 180° для образца Y1 и при $\theta = 0$ и 180° для образцов Y2 и Y6, что соответствует направлениям границ двойникования для этих образцов. Таким образом, выполненные эксперименты показывают, что вид зависимости $\chi''(\theta)$ определяется макроструктурой границ двойникования в монокристалле.

Отметим, что в модели критического состояния магнитная восприимчивость χ'' обратно пропорциональна j_c при $h_0 < h_p$ и возрастает при увеличении j_c в случае $h_0 > h_p$, где h_p — амплитуда переменного поля, при которой это поле проникает до центра образца (биновское поле проникновения магнитного потока, которое для наших образцов не превышало 100–150 Э). Измерения, результаты которых представлены на рис. 2*а* и *в*, проведены при $h_0 < h_p$, а на рис. 2*б* — при $h_0 > h_p$. Минимумы $\chi''(\theta)$ на рис. 2*а* и *в* и максимумы на рис. 2*б* соответствуют максимумам критической плотности тока. С ростом h_0 минимумы χ'' сменяются максимумами, что означает переход от режима $h_0 < h_p$ к режиму $h_0 > h_p$.

Результаты измерений зависимости магнитной восприимчивости от угла θ в текстурированном образце Sp1 представлены на рис. 3 ($h_0 < h_p$). На первый взгляд, трудно ожидать, что границы двойникования в текстурированных образцах будут сохранять свою преимущественную ориентацию от кристаллита к кристаллиту. Однако рис. 3 по-

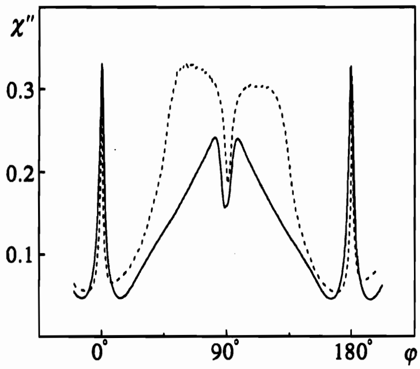

Рис. 4. Зависимости восприимчивости χ'' от угла φ между направлением постоянного магнитного поля и плоскостью **ab** в монокристалле Y1 при $h_0 = 200$ Э и различных значениях магнитного поля: штрихи — $H_{dc} = 16$ кЭ, сплошная кривая — $H_{dc} = 6$ кЭ

казывает, что определенная корреляция все же существует. Угловая полуширина максимумов составляет около 10° (в монокристаллах — около 1°), что, по всей видимости, говорит об относительно небольшой разориентации границ двойникования на протяжении всего текстурированного образца.

Помимо измерений зависимостей $\chi''(\theta)$ для монокристалла Y1 была исследована зависимость восприимчивости от угла φ между направлением магнитного поля $\mathbf{H}_{dc}$ и плоскостью **ab** монокристалла, причем значение угла θ при $\varphi = 0$ составляло $\sim 45°$. На рис. 4 приведены угловые зависимости восприимчивости χ'' от угла φ. Измерения проводились при $H_{dc} = 6$ кЭ и $H_{dc} = 16$ кЭ и температуре 77 K. На графике отчетливо видны максимумы при направлениях поля параллельно плоскости **ab** ($\varphi = 0$) и оси **c** ($\varphi = 90°$). Хотя изучение роли границ двойникования путем варьирования угла φ является менее «чистым» способом по сравнению с изменением угла θ, вращение магнитного поля от направления вдоль оси **c** к направлению, параллельному плоскости **ab**, также сопровождается изменением угла между постоянным магнитным полем и плоскостями двойникования. Отметим, что в процессе записи этих кривых условие $h_0 > h_p$ сменялось условием $h_0 < h_p$ вследствие заметного роста критической плотности тока при φ вблизи 90°.

Наши результаты не зависели от магнитной и тепловой предысторий образцов, если амплитуда переменного поля $h_0 > h_p$. Нами были проведены серии измерений для различных магнитной, тепловой и «угловой» предысторий образцов, и при $h_0 > h_p$ не было замечено никаких заметных различий в результатах, что, впрочем, и не удивительно, если интерпретировать этот факт в рамках модели критического состояния.

3.2. Расчет критической плотности тока

Результаты измерений мнимой части магнитной восприимчивости могут быть использованы для расчета критической плотности тока в рамках модели критического состояния для случая, когда $\mathbf{H}_{dc} \parallel \mathbf{ab}$ [18]. Расчеты в достаточно общем виде для образца в форме параллелепипеда в параллельном магнитном поле, учитывающие вклад в восприимчивость компонент тока (j_c^{ab} и j_c^c) выполнены в [21]. Следуя результатам этой работы, можно получить довольно громоздкие зависимости $\chi''(j_c^{ab}, j_c^c)$. Однако для интересующих нас образцов мы можем воспользоваться более простыми соотношениями.

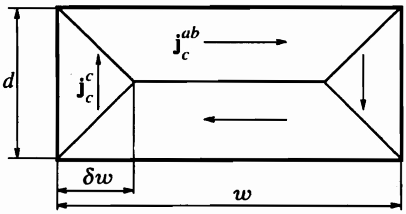

Рис. 5. Пластина в магнитном поле (размеры и направления токов)

Относительный вклад токов j_c^{ab} и j_c^c в магнитный момент M образца определяется отношением [21]

$$\psi = \frac{j_c^{ab} d}{j_c^c w}, \tag{2}$$

где d — толщина образца, а w — его длина (рис. 5). Как следует из литературы [22], величина отношения j_c^{ab}/j_c^c для YBCO не превышает 10 при $T = 77$ K. С другой стороны, для наших образцов отношение $w/d = 30$–40 и, следовательно, параметр $\psi \ll 1$. При этом, как это следует из общих формул и как легко понять из качественных соображений, основной вклад в M вносит компонента тока j_c^{ab}. Действительно, если переменное магнитное поле проникает во весь объем образца ($h_0 > h_p$), то при $\psi \ll 1$ из условия сохранения тока следует (рис. 5), что полный ток $j_c^{ab} da$ в плоскости **ab** (a — ширина образца) равен полному току $j_c^c \delta w a$ вдоль оси **c** ($\delta w a$ — площадь сечения, по которому ток течет вдоль оси **c**). Тогда $\delta w/w \sim \psi \ll 1$ и с точностью $\sim \psi$ для вычисления критического тока можно воспользоваться выражением для тонкой пластины в пренебрежении концевыми эффектами. При $h_0 > h_p(H_{dc})$ имеем [18]

$$j_c^{ab}(H_{dc}) = \frac{3ch_0}{8\pi d}\left[1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi\chi''(H_{dc})}{3}}\right], \tag{3}$$

где $h_p = 2\pi d j_c^{ab}/c$.

Условия применимости выражения (3) по диапазону магнитных полей можно резюмировать системой неравенств:

$$H_{c1}, h_p < h_0 \ll H_{dc}, \tag{4}$$

где H_{c1} — первое критическое поле, которое при азотных температурах для YBCO не превышает 50–80 Э. Так как для изучаемых образцов $h_p \leq 100$–150 Э, то наш рабочий диапазон магнитных полей $H_{dc} > 1$ кЭ и $h_0 = 100$–200 Э.

Зависимости $j_c^{ab}(\theta)$ для образцов Y1, Y2 и Y6 показаны на рис. 6. Из рисунков видно, что, так же как и $\chi''(\theta)$, кривые $j_c^{ab}(\theta)$ имеют ярко выраженные узкие пики при углах, соответствующих направлениям границ двойникования (при $\theta = 0, 90$ и $180°$ для образца Y1 и при $\theta = 0$ и $180°$ для образцов Y2 и Y6). Строгая корреляция положений пиков и направлений границ двойникования в образцах позволяет сделать вывод, что двойники являются сильными центрами пиннинга при направлении вектора $\mathbf{H}_{dc}$ параллельно границам двойникования. Из рис. 2 и 6 видно, что вне пиков величины $\chi''(\theta)$ и $j_c^{ab}(\theta)$ изменяются весьма мало. Это, в частности, означает, что в процессе экспериментов магнитное поле $\mathbf{H}_{dc}$ оставалось в плоскости **ab**.

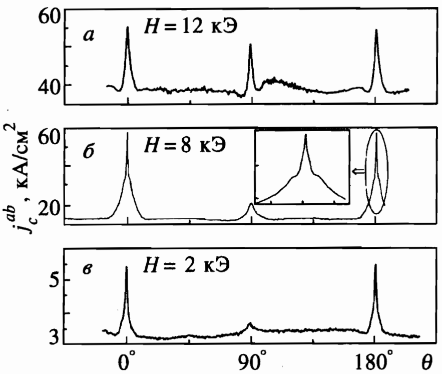

Рис. 6. Зависимости $j_c^{ab}(\theta)$ для образцов Y1 (*а*), Y2 (*б*) и Y6 (*в*). На вставке показана структура пика в крупном масштабе для образца Y2 при $H_{dc} = 8$ кЭ

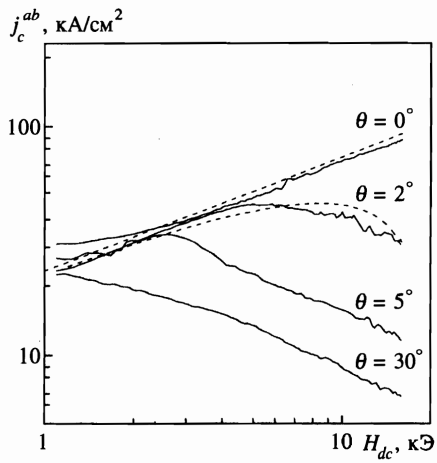

Рис. 7

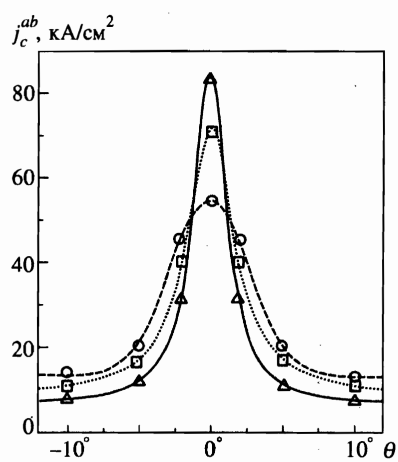

Рис. 8

Рис. 7. Кривые $j_c^{ab}(H_{dc})$ при различных θ для образца Y2 (сплошная линия — эксперимент, штрихи — теория)

Рис. 8. Зависимости $j_c(\theta)$ вблизи максимума при различных значениях постоянного поля: ○ — $H_{dc} = 6$ кЭ, □ — $H_{dc} = 10$ кЭ, Δ — $H_{dc} = 16$ кЭ (кривые проведены через экспериментальные точки)

На рис. 7 показаны зависимости $j_c^{ab}(H_{dc})$ при различных θ для образца Y2. Видно, что в согласии с экспериментами других авторов, критическая плотность тока монотонно убывает с ростом магнитного поля при $\mathbf{H}_{dc} \parallel \mathbf{ab}$ почти во всем диапазоне углов θ. Новым здесь является тот факт, что при ориентации магнитного поля вдоль двойников в узком диапазоне углов $\Delta\theta \leq 5°$ около пика функции $j_c^{ab}(\theta)$ наблюдается сильный пик-эффект. Диапазон углов, в котором обнаруживается пик-эффект, практически совпадает с шириной пиков на кривых $j_c^{ab}(\theta)$. Величина пика в магнитополевой зависимости критического тока тем больше, чем меньше отклонение вектора $\mathbf{H}_{dc}$ от плоскости двойника. При $\theta = 0$ мы не достигли максимума на кривых $j_c^{ab}(H_{dc})$ вплоть до поля 20 кЭ.

Приведенные результаты демонстрируют прямую связь пик-эффекта в монокристаллах YBCO с пиннингом на границах двойникования.

На вставке к рис. 6 и на рис. 8 показана структура пика на кривой $j_c^{ab}(\theta)$ при разных значениях постоянного поля (образец Y2). Из рис. 8 видно, что пик становится у́же и выше с увеличением H_{dc}. Отметим, что пик имеет характерную структуру: узкую (шириной $\sim 1°$) центральную часть и более широкий и низкий (примерно на порядок ниже основного максимума) «пьедестал».

Аналогично была рассчитана зависимость $j_c(H_{dc}, \varphi)$ при фиксированном угле $\theta = 45°$ для образца Y1. Оказалось, что пик-эффект наблюдается при ориентации $\mathbf{H}_{dc}$ вблизи оси **c** в диапазоне углов $\Delta\varphi \leq 40°$. Этот факт также указывает на связь пик-эффекта с пиннингом на границах двойникования.

4. ТЕОРИЯ

Для определения критической плотности тока нам необходимо найти энергию Гиббса G вихревой решетки, взаимодействующей с системой квазипланарных дефектов, моделирующих границы двойникования. Эта энергия содержит три основных слагаемых — энергию G_p, непосредственно связанную с пиннингом вихрей на дефектах, энергию G_e упругой деформации вихревой решетки и магнитную энергию G_m. Будем полагать, что двойники лежат в плоскостях, параллельных **yz** (см. рис. 1). Система двойников не является строго периодической, но отклонение от среднего расстояния L_t между двойниками не слишком велико [19]. Для простоты изложения мы отвлечемся от кристаллографической анизотропии YBCO, поскольку для данной геометрии задачи (магнитное поле в плоскости **ab**) ее учет не влияет на вид полученных результатов и сводится к простому переопределению ряда констант.

4.1. Модель двойника

Следуя работе [16], будем полагать, что около границ двойникования могут локализоваться различные дефекты. Как следствие, в области границ двойникования могут заметно меняться сверхпроводящие свойства образца. Будем полагать также, что толщина дефектной области $l_{tx} \ll L_t$. Вихрь, находящийся вне дефектной области, связанной с двойником, взаимодействует с дефектами в объеме образца, и потенциал пиннинга на единицу длины вихря удобно записать в виде

$$U_p = -\frac{H_c^2 \xi^2}{8\pi} f_p, \tag{5}$$

где H_c — термодинамическое критическое поле, ξ — длина когерентности, $f_p \ll 1$ — безразмерный потенциал пиннинга. При перемещении вихря в область вблизи границ двойникования естественно предположить, что потенциал пиннинга возрастает по абсолютной величине, и в уравнении (5) мы должны заменить f_p на $f_p + \delta f_{px}$. В общем случае потенциал пиннинга неоднороден и при перемещении вихря в плоскости двойника. Пусть характерная величина неоднородности f_p вдоль оси y равна δf_{py}, а характерный пространственный масштаб этой неоднородности l_{ty}. Тогда для перемещения вихря вдоль плоскости двойника на единицу его длины надо подействовать силой

$$F_{py} = \frac{H_c^2 \xi^2}{8\pi} \frac{\delta f_{py}}{l_{ty}}. \tag{6}$$

Далее нами рассматривается область достаточно больших магнитных полей, когда магнитная индукция B в образце много больше характерного поля $B_0 = \Phi_0/L_t^2$, где Φ_0 — квант магнитного потока. Это условие означает, что постоянная вихревой решетки $d_f \sim \sqrt{\Phi_0/B} \ll L_t$ (для наших образцов $B_0 \approx 100$ Гс). Кроме того, ниже предполагается, что неоднородность потенциала пиннинга мелкомасштабная и

$$l_{tx,y} \ll d_f \ll L_t. \tag{7}$$

Первое из неравенств (7) позволяет считать рассматриваемый тип дефектов квазипланарными, а второе — использовать для решения поставленной задачи уравнения теории упругости для вихревой решетки с граничными условиями, заданными на плоскостях двойникования.

4.2. Критический ток (магнитное поле параллельно плоскостям двойникования)

Для того чтобы выделить основные положения, заложенные нами в теоретическую модель, мы подробно изучим простейший случай — пиннинг вихревой решетки системой двойников, когда магнитное поле $\mathbf{H}_{dc}$ параллельно плоскостям двойникования и находится в плоскости **ab**, а объемный пиннинг мал, и им мы пока пренебрегаем. В отсутствие транспортного тока уравнения теории упругости для смещений вихревой решетки в областях между двойниками имеют вид [1]

$$(C_{11} - C_{66}) \frac{\partial}{\partial x_i} (\nabla \mathbf{u}) + C_{66} \Delta u_i + C_{44} \frac{\partial^2 u_i}{\partial z^2} = 0, \tag{8}$$

где $i = x, y$; C_{11}, C_{44} и C_{66} — модули всестороннего сжатия, изгиба и сдвига, ∇ и Δ — двумерные операторы в плоскости **xy**. Как будет видно из дальнейшего, для нас существенны лишь «длинноволновые» деформации с характерным волновым вектором q, таким что $(qL_t)^2 \ll 1$. Для изучаемых образцов расстояние L_t между границами двойникования больше лондоновской глубины проникновения λ. Поэтому в интересующей нас ситуации $(q\lambda)^2 \ll 1$, и в дальнейшем мы пренебрегаем пространственной дисперсией величин C_{11} и C_{44}. Тогда в рассматриваемой области магнитных полей $H_{c1} \ll B \ll H_{c2}$ [1]

$$C_{66} = \frac{B\Phi_0}{(8\pi\lambda)^2} \ll C_{11} = C_{44} = \frac{B^2}{4\pi}, \tag{9}$$

а упругая энергия единицы объема может быть представлена в виде

$$G_e = \frac{1}{2V} \int d^3r \left\{ (C_{11} - C_{66})(\nabla \mathbf{u})^2 + C_{66}(\mathbf{e}\nabla, \mathbf{u})^2 + C_{44} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right)^2 \right\}, \tag{10}$$

где $\mathbf{e} = \{1,1\}$ — вектор в плоскости **xy**.

В «невозмущенном» состоянии, когда вихри не взаимодействуют с двойниками, $G_e = 0$. При возникновении пиннинга часть вихрей цепляется за границы двойникования, понижая свободную энергию единицы объема на величину

$$G_p = -\frac{H_c^2 \xi^2}{8\pi} \delta f_{px} n_p, \tag{11}$$

где n_p — плотность запиннингованных вихрей. Однако при появлении пиннинга возникают и деформации, соответственно теперь $G_e > 0$. При заданной величине n_p решетка «захватывается» так, чтобы ее упругая энергия была минимальна. Возможны разные способы «захвата» решетки двойниками. В простейшем одномерном случае в решетке возникают лишь смещения, имеющие x-компоненту, зависящую от координаты x: $\mathbf{u} = \{u_x(x), 0\}$. Однако в этом случае появляются термодинамически невыгодные сжимающие и растягивающие деформации ($C_{11} \gg C_{66}$). Поэтому реализуется двумерная конфигурация захвата решетки вихрей двойниками, для которой

$$\nabla \mathbf{u} = 0. \tag{12}$$

Рассмотрим объем вихревой решетки между двумя двойниками, на которых захвачены вихри. Пусть расстояние между этими двойниками L и в общем случае $L \geq L_t$. Представим вектор смещения решетки в виде фурье-разложений по y:

$$u_j = \sum_q u_{qj}(x) e^{iqy}, \qquad j = x, y. \tag{13}$$

Подставляя разложения (13) в (8), с учетом условия (12) получаем

$$u_{qx} = C_{1q} e^{qx} + C_{2q} e^{-qx}, \qquad u_{qy} = -i \left(C_{1q} e^{qx} - C_{2q} e^{-qx} \right). \tag{14}$$

Коэффициенты C_{jq} удобно выразить через компоненту u_x смещения вихревой решетки на соседних границах двойникования $u_x(0) = u_x^\alpha$ и $u_x(L) = u_x^{\alpha+1}$:

$$\begin{aligned} u_{qx} &= \frac{1}{\operatorname{sh}(qL)} \left\{ u_{qx}^{\alpha+1} \operatorname{sh}(qx) + u_{qx}^{\alpha} \operatorname{sh}\left[q(L-x)\right] \right\}, \\ u_{qy} &= \frac{i}{\operatorname{sh}(qL)} \left\{ u_{qx}^{\alpha+1} \operatorname{ch}(qx) - u_{qx}^{\alpha} \operatorname{ch}\left[q(L-x)\right] \right\}. \end{aligned} \tag{15}$$

Подставляя (15) в (10), получаем выражения для упругой энергии единицы объема:

$$G_e = \frac{2C_{66}}{L} \sum_q q \left\langle \left| u_{qx}^\alpha \right|^2 \right\rangle \operatorname{cth}(qL), \tag{16}$$

где $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение по двойникам, а все средние $\left\langle u_{qx}^\alpha u_{qx}^{\alpha+1} \right\rangle = 0$. Последнее предположение выполняется, если двойники расположены случайно и отклонение от среднего положения больше или порядка d_f. В рамках нашей модели величина G_e может быть найдена точно. Однако, чтобы избежать громоздких выкладок, мы проведем дальнейшие вычисления с точностью до постоянных множителей.

Для возникновения заметного пиннинга необходимы смещения порядка постоянной решетки d_f с характерным волновым вектором $q_0 \sim 1/\Delta L$, где ΔL — длина вихревого ряда, захваченного на границы двойникования. С другой стороны, из (16) следует

$$G_e \approx \gamma \frac{C_{66} d_f^2}{L^2} \begin{cases} 1, & q_0 L \ll 1, \\ q_0 L, & q_0 L \gg 1, \end{cases} \tag{17}$$

где $\gamma = \text{const} < 1$. (Так, в модели, где смещения на границах двойникования равномерно распределены в интервале $\pm d_f/2$, легко найти $\gamma = 1/6$). Следовательно, при одинаковых амплитудах смещения (и, соответственно, примерно одинаковых n_p) наиболее термодинамически выгодны длинноволновые деформации с $q_0 L \ll 1$. Впрочем, это утверждение достаточно очевидно. Итак, оптимальная структура захваченного границами двойникования магнитного потока характеризуется участками запиннингованных рядами вихрей с характерной длиной $\Delta L \sim 1/q_0 \gg L$, которая в идеальном случае (нулевая температура, абсолютно параллельные границы двойникования, отсутствие предыстории и т. п.) должна быть порядка размера образца вдоль оси y. Тогда в нашей модели имеем очевидную оценку для плотности захваченных вихрей

$$n_p \approx n_0 d_f/L \approx 1/L d_f, \tag{18}$$

где $n_0 = B/\Phi_0 \approx 1/d_f^2$ — средняя плотность вихрей в образце.

Характерное расстояние L между запиннингованными рядами должно определяться условием минимума энергии Гиббса. Пользуясь выражениями (9), (11), (17) при $q_0 L \ll 1$ и соотношениями теории Гинзбурга–Ландау, получаем

$$G \approx -\frac{1}{4\gamma C_{66}} \left(\frac{H_c^2 \xi^2}{8\pi} n_0 \delta f_{px} \right)^2, \quad L = \frac{16\pi\gamma C_{66} d_f}{H_c^2 \xi^2 n_0 \delta f_{px}} > L_t, \quad B < B_t = \frac{(2\pi\gamma)^2 \Phi_0}{L_t^2 \delta f_{px}^2}, \tag{19}$$

$$G \approx -\frac{H_c^2 \xi^2 d_f}{8\pi L_t} n_0 \delta f_{px} + \gamma C_{66} \frac{d_f^2}{L_t^2} < 0, \qquad L = L_t, \qquad B > B_t. \tag{20}$$

Так как $2\pi\gamma \sim 1$, а $\delta f_{px} \ll 1$, то для наших образцов магнитное поле B_t больше или порядка нескольких тесла. Поскольку в рассматриваемом диапазоне полей $B \approx H_{dc}$, то $G \propto -H_{dc}$, $L \propto 1/\sqrt{H_{dc}}$ при $H_{dc} < B_t$. Итак, с ростом H_{dc} величина G уменьшается, так как уменьшается расстояние L между запиннингованными рядами вихрей.

Как уже говорилось в разд. 3, нами измерена величина тока, текущего в плоскости **ab** (или в плоскости **xz** в обозначениях данного раздела). Тогда сила Лоренца F_L, действующая на вихри, имеет только y-компоненту и $F_L = j_x B/c$, где j_x — x-компонента транспортного тока. Наша задача — вычислить критическую величину $j_x = j_{cx}$, при которой вихревая структура приходит в движение. Для простоты предположим, что компонента критического тока j_{cb}, обусловленная объемным пиннингом, аддитивно добавляется к критическому току j_{ct}, связанному с пиннингом на границах двойникования, и $j_{cx} = j_{ct} + j_{cb}$. Такое приближение дает правильный результат в двух предельных случаях: $j_{cb} \gg j_{ct}$ и $j_{cb} \ll j_{ct}$.

К срыву вихрей с центров пиннинга может приводить один из трех процессов. Во-первых, вихри, захваченные на двойниках, могут двинуться вдоль них, увлекая деформированную вихревую решетку, если

$$\frac{L}{d_f} \frac{(j_x - j_{cb})\Phi_0}{c} \geq \frac{H_c^2 \xi^2 \delta f_{py}}{8\pi l_{ty}},$$

где отношение L/d_f приблизительно равно количеству вихрей в объеме на один вихрь, захваченный на границы двойникования. Тогда критический ток для первого процесса

$$\frac{j_{ct}}{j_0} \sim \frac{\xi^2}{L\sqrt{h}} \frac{\delta f_{py}}{l_{ty}}, \quad h = \frac{H_{dc}}{H_{c2}}, \tag{21}$$

где $j_0 \sim c\Phi_0/\lambda^2\xi$ — ток распаривания в теории Гинзбурга–Ландау.

Во-вторых, вихри будут сорваны с границ двойникования, если дополнительная упругая энергия G_L, обусловленная деформацией вихревой решетки транспортным током, превышает выигрыш в свободной энергии за счет пиннинга. Для вычисления G_L воспользуемся уравнениями (8)–(12), добавив в правую часть (8) слагаемое, соответствующее F_L. Полагая, что транспортный ток меньше критического и вихревая решетка неподвижна, а также, как и ранее, $\langle u_x^\alpha \rangle = 0$, вычислим полную упругую энергию запиннингованной вихревой решетки. Нетрудно убедиться, что ее можно представить в виде суммы двух слагаемых, $G_e + G_L$. Первое из них определяется формулами (16), (17) и связано с собственно захватом вихрей двойниками. Второе слагаемое обусловлено действием силы Лоренца и равно

$$G_L = \frac{1}{6C_{66}} \left[\frac{H_{dc}(j - j_{cb})L}{c} \right]^2 . \tag{22}$$

Величина критического тока при $H_{dc} < B_t$ определяется из условий

$$\begin{gathered} \frac{\partial}{\partial L} \left(G_p + G_e + G_L \right) = 0, \\ G_p + G_e + G_L = 0. \end{gathered} \tag{23}$$

Тогда с точностью до констант получим

$$\frac{j_{ct}}{j_0} \sim \frac{\xi}{L} \delta f_{px} \sim \delta f_{px}^2 \sqrt{h}, \quad H_{dc} < B_t. \tag{24}$$

Рост критического тока с магнитным полем связан с тем, что характерное смещение ($\sim d_f$) в вихревой решетке, необходимое для захвата вихря границами двойникования, убывает с ростом H_{dc}. Соответственно, при фиксированном вкладе в энергию Гиббса G_e растет плотность запиннингованных вихрей n_p. При $H_{dc} > B_t$ величина n_p насыщается, и рост $j_c(H_{dc})$ сменяется падением. Отметим, однако, что этот случай реализуется в области больших магнитных полей, которая не исследовалась в нашем эксперименте и в дальнейшем не обсуждается.

И, наконец, третий механизм срыва вихрей связан с тем, что вихревая решетка может прийти в движение из-за пластической деформации вблизи границ двойникования при неподвижных вихрях, захваченных на двойниках. Расчет, аналогичный приведенному в работе [23] (при учете формулы (19) для L), дает

$$\frac{j_{ct}}{j_0} \sim \beta_L \frac{\xi}{L} \sim \beta_L \delta f_{px} \sqrt{h}, \tag{25}$$

где $\beta_L \sim 0.1$–0.2 постоянная, аналогичная постоянной Линдемана в теории плавления. Как и в предыдущем случае, уравнение (25) предсказывает наличие пик-эффекта, обусловленного пиннингом на двойниках.

Естественно, что реализуется тот механизм перехода в резистивный режим, который соответствует меньшему току. Итак, развитая теория предсказывает рост компоненты критического тока j_{ct} с магнитным полем в диапазоне полей $B_0 < H_{dc} < B_t$, если квазипланарный дефект имеет достаточно сильную продольную неоднородность, такую что

$$\frac{\delta f_{py}}{l_{ty}} > \min\{\delta f_{px}\beta_L\} \frac{\sqrt{h}}{\xi}. \qquad (26)$$

В частности, пик-эффект в поперечном токе отсутствует в случае, когда дефект, обусловленный двойником, является идеальной плоскостью. Отметим в заключение этого раздела, что для изучаемых образцов δf_{px} порядка нескольких сотых (см. разд. 5), и, следовательно, $\delta f_{px} < \beta_L$. Тогда из (26) следует, что в нашей модели пик-эффект существует в области полей $h < h^* = (\xi\delta f_{py}/l_{ty}\delta f_{px})^2$. С другой стороны, область роста $j_c(H_{dc})$ существует, если только $B_t/H_{c2} < h^*$ или

$$\delta f_{py} > l_{ty}/L_t. \qquad (27)$$

Это неравенство и есть условие существования пик-эффекта в нашей модели. Ниже предполагается, что продольная неоднородность двойника достаточно велика и условие (27) выполняется.

4.3. Угловая зависимость критического тока

Пусть теперь поле $\mathbf{H}_{dc}$ отклоняется на некий угол θ в плоскости $\mathbf{xz}$. При этом вектор индукции $\mathbf{B}$ магнитного поля в образце составляет с границей двойникования угол $\beta(r)$, плавно изменяющийся в пространстве в пределах $0 < \beta(r) < \theta$. Тогда при вычислении свободной энергии надо учесть гиббсовское слагаемое

$$G_m = -\frac{1}{4\pi V}\int \mathrm{d}V\mathbf{B}\,\mathbf{H}, \qquad (28)$$

а в уравнениях для упругих смещений вихрей учесть производные $\partial\mathbf{u}/\partial z$. При этом мы выбираем в качестве недеформированного (основного) состояния такую конфигурацию вихревой решетки, при которой вихри направлены вдоль плоскостей двойникования. В дальнейшем мы будем рассматривать лишь область малых углов $\theta \ll 1$. Тогда можно пользоваться уравнениями теории упругости в виде (8), полагая что ось z лежит в плоскости двойника. Кроме того, при $B \gg H_{c1}$ мы можем считать, что $B \approx H$. Тогда из (28) получим

$$G_m = \mathrm{const} + \frac{H_{dc}^2}{8\pi}\left\langle(\theta-\beta)^2\right\rangle. \qquad (29)$$

Подставляя в (8) фурье-разложение вектора смещения в виде

$$u_j = \sum_q u_{qj}(x)e^{iqy+ikz}, \quad j = x, y,$$

с помощью (10) и (12) получаем по аналогии с (16) выражение для упругой энергии

$$G_e = \frac{C_{66}}{L}\sum_{q,k}\frac{\left\langle|u_{qkx}^{\alpha}|^2\right\rangle}{\mathrm{sh}^2(pL)}\frac{(p+q)\left[(p^2+q^2)\,\mathrm{sh}(2pL) - 2pL(p-q)^2\right]}{4pq} + \frac{C_{44}}{2}\left\langle\beta^2\right\rangle, \qquad (30)$$

где

$$p = \sqrt{q^2 + C_{44}k^2/C_{66}},$$

и мы учли, что

$$\beta \approx \sqrt{\left(\frac{\partial u_x}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial z}\right)^2}. \tag{31}$$

С помощью (30) и (31) легко убедиться, что при одинаковой амплитуде смещений ($\langle |u_i^\alpha|^2\rangle \sim d_f^2$, когда возникает эффективный пиннинг на двойниках) термодинамически более выгодны длинноволновые деформации, такие что $pL \ll 1$. Впрочем, этот результат достаточно очевиден. Таким образом, характерный размер области вихревой решетки, захваченной на двойнике, вдоль направлений z и y много больше $L \geq L_t$. Тогда для плотности энергии пиннинга можно по-прежнему пользоваться выражениями (11) и (18), а для упругой энергии по аналогии с (17) получить оценку

$$G_e = \gamma \frac{C_{66} d_f^2}{L^2} + \frac{C_{44}}{2}\left\langle \beta^2 \right\rangle. \tag{32}$$

Поскольку угол β знакопостоянен и меняется достаточно плавно, то $\sqrt{\langle \beta^2 \rangle} \sim \langle \beta \rangle$. Тогда, минимизируя сумму $G = G_p + G_e + G_m$ по L и β, получаем с точностью до констант, что $\langle \beta \rangle \sim \theta/2$ и

$$G \approx -\frac{H_{dc}\Phi_0 \delta f_{px}^2}{4\gamma\lambda^2(8\pi^2)^2} + \frac{H_{dc}^2\theta^2}{32\pi}, \qquad B_0 < B < B_t, \tag{33}$$

где мы учли соотношения (9) и равенство $B \approx H_{dc}$. Из (33) следует, что рассматриваемая структура запиннингованного потока существует, если

$$\theta < \theta_m \sim \frac{\delta f_{px}}{\kappa\sqrt{h}}, \tag{34}$$

где $\kappa = \lambda/\xi$ — параметр Гинзбурга–Ландау.

Полагая, что выполнено условие (26) и $\delta f_{px} < \beta_L$, найдем угловую зависимость критического тока. Для этого воспользуемся уравнениями типа (23), в которых следует учесть дополнительное гиббсовское слагаемое G_m. При $\theta \ll 1$ с точностью до малых поправок выражение для энергии упругой деформации, обусловленной силой Лоренца, сохраняет вид (22). Тогда с помощью (32), (34) найдем

$$\frac{j_{ct}}{j_0} \sim \delta f_{px}^2 h^{1/2} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\theta}{\theta_m}\right)^2} - \frac{1}{3}\right]^{1/2} \left[1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\theta}{\theta_m}\right)^2}\right]^{3/2}, \quad \theta < \theta_m. \tag{35}$$

Ширина пика в зависимости $j_{ct}(\theta)$ порядка θ_m, при этом вблизи него должен наблюдаться пик-эффект.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Теоретические и экспериментальные зависимости j_c от H_{dc} показаны на рис. 7. Как видно из рисунков, теория качественно правильно описывает эксперимент. Более того, рост $j_{ct} \propto \sqrt{h}$ в области пика при $\theta = 0$ описывает поведение экспериментальных кривых с весьма хорошей точностью. Полагая, что $\lambda = 2000$–$3000\,\mathring{A}$, $\kappa = 60$, можно оценить $j_0 \sim 10^9$ А/см^2, $H_{c2} \sim 30$ Тл и убедиться, что для количественно правильного значения j_{ct} необходимо иметь δf_{px} порядка нескольких сотых. Тогда ширина пика θ_m в соответствии с (35) порядка нескольких десятых градуса и более чем на порядок у́же пика, наблюдаемого в эксперименте.

Причин уширения пика в угловой зависимости критического тока может быть несколько. Во-первых, причины чисто измерительного характера. Так, в процессе эксперимента направление суммарного магнитного поля меняется, так как векторы $\mathbf{H}_{dc}$ и $\mathbf{h}_{ac}$ не параллельны. Кроме того, плоскости двойникования могут не быть строго параллельными. Однако существует причина уширения пика, связанная и с физическими свойствами образца. Во-первых, дефектная область вблизи двойника имеет конечную толщину, что не учитывается при расчете упругой энергии вихревой решетки. Во-вторых, все наши оценки тока и ширины пика сделаны в модели изотропного образца с некими эффективными свойствами (см., например, формулы (9)). В действительности монокристаллы YBCO существенно анизотропны. Эта анизотропия может приводить к смягчению модуля изгиба вихрей C_{44}, если направление вихря имеет компоненту вдоль кристаллографической оси **c**, а такая компонента обязательно есть из-за наличия y-компоненты вектора смещений решетки вихрей. В данной работе мы не будем анализировать, какой из механизмов приводит к реально наблюдаемому уширению пика в угловой зависимости критического тока, поскольку это отдельная и довольно сложная проблема. Для описания эксперимента мы полагали ширину пика θ_m подгоночным параметром.

Как отмечено во Введении, в ряде экспериментов двойники проявляют себя как слабые связи, т. е. как каналы для проникновения вихрей в образец. Анализ цитированных источников [2–16] позволяет проследить тенденцию, согласно которой границы двойникования является слабой связью преимущественно в области больших магнитных полей. Это обстоятельство, возможно, обусловлено подавлением магнитным полем сверхпроводящего параметра порядка в области, содержащей большое число дефектов.

Итак, нами проведены измерения магнитной восприимчивости в монокристаллах и плавленых образцах YBCO. Показано, что при вращении магнитного поля в плоскости **ab** и от оси **c** к **ab** угловые зависимости восприимчивости и критической плотности тока имеют пики при ориентации поля вдоль плоскостей двойникования. В области этих пиков наблюдается пик-эффект в магнитополевой зависимости j_c. Полученные результаты позволяют утверждать, что в изучаемой области магнитных полей (1–20 кЭ) и азотной температуре двойники являются сильными центрами пиннинга. Наблюдаемые эффекты удается объяснить в рамках теории пиннинга вихревой решетки на системе планарных дефектов.

Работа выполнена в рамках направления «Сверхпроводимость» (проекты 93027, 93087, 95046) и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18949).

Литература

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).

2. V. K. Vlasko-Vlasov, L. A. Dorosinskii, A. A. Polyanskii et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3246 (1994).
3. W. K. Kwok, J. A. Fendrich, C. J. van der Beek, and G. W. Grabtree, Phys. Rev. Lett. **73**, 2614 (1994).
4. M. Turchinskaya, D. L. Kaiser, F. W. Gayle et al., Physica C **216**, 205 (1993).
5. U. Welp, T. Gardiner, D. O. Gunter et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3713 (1995).
6. E. M. Gyorgy, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer et al., Appl. Phys. Lett. **56**, 2465 (1990).
7. R. B. Flippen, T. R. Askew, and Ruixing Liang, Physica C **231**, 352 (1994).
8. C. A. Duran, P. L. Gammel, D. J. Bishop et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3712 (1995).
9. M. Oussena, P. A. J. de Groot, S. J. Porter et al., Phys. Rev. B **51**, 1389 (1995).
10. M. Oussena, P. A. J. de Groot, A. V. Volkozub et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2559 (1996).
11. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, J. Mirkovič et al., Appl. Supercond. **2**, 639 (1994).
12. A. A. Zhukov, H. Kupfer, M. Klaser et al., Inst. Phys. Conf. Ser. № 148, IOP Publishing Ltd. (ed. by D. Dew-Huges), Bristol & Philadelphia (1995), p. 275.
13. P. H. Kes, A. Pruimboom, J. van der Berg, and J. A. Mydosh, Cryogenics **29**, 228 (1989).
14. G. Blatter, J. Rhyner, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **43**, 7826 (1991).
15. E. B. Sonin, Phys. Rev. B **48**, 10487 (1993).
16. A. I. Larkin, M. C. Marchetti, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **16**, 2992 (1995).
17. V. I. Voronkova and Th. Wolf, Physica C **218**, 175 (1993).
18. L. M. Fisher, V. S. Gorbachev, N. V. Il'in et al., Phys. Rev. B **46**, 10986 (1992).
19. T. Roy and T. E. Mitchel, Phil. Mag. A **63**, 225 (1991).
20. M. Tachiki and S. Takahashi, Sol. St. Comm. **72**, 1083 (1989).
21. L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev, and V. A. Yampol'skii, in *Proceedings of the 8th Internat. Workshop on Critical Currents in Superconductors (8th IWCC)*, Japan, Kitakyushu, May 27–29 (1996), p. 213.
22. P. H. Kes, *Proceedings of the 8th Internat. Workshop on Critical Currents in Superconductors (8th IWCC)*, Japan, Kitakyushu, May 27–29 (1996), p. 23.
23. M. C. Marchetti and D. R. Nelson, Phys. Rev. B **42**, 9938 (1990).